DAS THERMOELEKTRISCHE VERHALTEN DES WISMUTS IM MAGNETFELDE.

INAUGURAL-DISSERTATION

EINER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FAKULTAT (II. SEKTION)

DER

KGL. LUDWIGS-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT ZU MÜNCHEN

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

VORGELEGT

VON

ROBERT DEFREGGER.

MIT EINER TAFEL.

LEIPZIG,
JOHANN AMBROSIUS BARTH.
1897.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553806_0073

DAS THERMOELEKTRISCHE VERHALTEN DES WISMUTS IM MAGNETFELDE.

INAUGURAL-DISSERTATION

EINER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT (II. SEKTION)

DER

KGL. LUDWIGS-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT ZU MÜNCHEN

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

VORGELEGT

VON

ROBERT DEFREGGER.

MIT EINER TAFEL.

LEIPZIG,
JOHANN AMBROSIUS BARTH.
1897.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Inhalt.

Seite

1. Einleitung 5
2. Die Apparate 9
3. Die qualitativen Versuche über den „Longitudinaleffekt“ . . . 13
4. Folgerungen 20
5. Messende Versuche 21
6. Die Resultate 31
7. Schlussbemerkung 40

Einleitung.

A. v. Ettingshausen und Nernst[1]) fanden im Jahre 1886 gelegentlich ihrer Experimentaluntersuchungen über das Hall'sche Phänomen höchst auffallende Wirkungen des Magnetismus auf wärmedurchströmte Metallplatten, vorzüglich auf solche aus Wismut. Sie brachten eine rechteckige Wismutplatte, welche an der einen kürzeren Seite ständig erwärmt, an der gegenüberliegenden ständig gekühlt wurde und die in den Mitten der Langseiten mit angelöteten Elektrodendrähten versehen war, in ein Magnetfeld derart, dass die Kraftlinien desselben die Ebene der Platte senkrecht schnitten. Wenn nun die Elektrodendrähte durch ein empfindliches Galvanometer geschlossen waren, so liess sich bei Erregung des Feldes ein Strom erkennen, der, wie die Anordnung zeigt, in der Platte senkrecht zum Wärmestrom verlief. Da die beiden Ableitestellen nie genau auf einer Isotherme lagen, also verschiedene Temperatur hatten, so trat schon für gewöhnlich ein Thermostrom auf, der durch Gegenschaltung eines Daniellelementes auf bekannte Weise compensirt wurde.

Man brachte also hierdurch die Nadel des Galvanometers in die Nullstellung und erhielt bei Erregung des Feldes regelmässige dauernde Ablenkungen derselben, welche der Feldstärke proportional waren und sowohl bei Umkehrung der Richtung des Wärmeflusses, als der des Magnetfeldes sich umkehrten. Es war naheliegend, diese Ströme auf thermoelektrische Erregungen zurückzuführen, indem etwa durch magnetische Einwirkung eine Änderung der Wärmeverteilung in der Platte hervorgerufen sein konnte.

Aber diesbezügliche Versuche ergaben sofort, dass das nicht zutrifft. Denn erstlich erwies sich die Stärke des *„trans-*

1) v. Ettingshausen u. Nernst, Wied. Ann. **29.** p. 343. 1886.

versalen thermomagnetischen Stromes“ unabhängig von der Natur der Elektrodendrähte und zweitens konnte an den Ableitestellen durch isolirt befestigte kleine Thermoelemente keine Temperaturänderung an diesen Stellen nachgewiesen werden.[1])

Was die *Richtung* der transversalen Ströme betrifft, so möchte ich die Gelegenheit zu folgender Bemerkung benutzen. Die Beobachter formuliren dieselbe wie folgt: „Der Strom fliesst in solcher Richtung durch die Platte, dass man von der Eintrittsstelle des Wärmestromes zur Eintrittsstelle des erzeugten thermomagnetischen Stromes durch eine Bewegung entgegengesetzt dem Sinne der das Feld erregenden Ströme gelangt.“ Die naheliegendste Auffassung dieser Regel ist die, welche Fig. 1 veranschaulicht.

Um die Eintrittsstelle E des erzeugten Stromes aufzufinden, hat man nach obiger Regel von der Eintrittsstelle W des Wärmestromes ausgehend, entgegengesetzt dem Sinne der das Feld ersetzenden Ströme (J) sich zu bewegen, also bei rechtsherumgehenden Feldströmen eine Linkswendung auszuführen. Demnach ist E die Eintrittsstelle und A die Austrittsstelle und der Strom fliesst in der Richtung des kleinen Pfeiles. Thatsächlich aber fliesst der Strom entgegengesetzt. Die Beobachter haben anscheinend unter „Bewegung im entgegengesetzten Sinne der Feldströme“ eine Bewegung verstanden, wie sie Fig. 2 punktirt zeigt.

Eine unzweideutigere Formulirung der Richtungsregel ist wohl die folgende: Die Richtung des Wärmestromes wird in die Richtung des thermomagnetischen Stromes übergeführt durch eine Drehung entgegengesetzt dem Sinne der das Feld erregenden Ströme um einen rechten Winkel (Fig. 3).

Eine ganz analoge Regel lässt sich auch für die von v. Ettingshausen[2]) entdeckte reciproke Erscheinung der

---

1) Thatsächlich findet, wie später Righi und Leduc gezeigt und v. Ettingshausen bestätigt hat, eine solche statt. Und zwar werden die Isothermen im Wismut im selben Sinne gedreht, als wie die Isopotentialen beim Hall'schen Phänomen. Die hierdurch erzeugte Änderung der thermoelektrischen Potentialdifferenz ist sehr geringfügig und gibt zu Strömen Anlass, die den thermomagnetischen entgegengerichtet, aber äusserst schwach sind.

2) v. Ettingshausen, Wied. Ann. **31.** p. 737. 1887.

„galvanomagnetischen Temperaturdifferenz“ aufstellen. Diese besteht darin, dass in einer Wismutplatte, die ihrer Längsrichtung nach von einem galvanischen Strom durchflossen wird, im Magnetfeld an ihren beiden Langseiten verschiedene Temperaturen zeigt, wodurch also ein transversaler Wärmestrom hervorgerufen wird. Die Richtung desselben bestimmt sich nach folgender Regel: Die Richtung des primären galvanischen Stromes wird in die Richtung des erzeugten Wärmestromes übergeführt durch eine Drehung um 90^0 im Sinne der das Magnetfeld ersetzenden Ströme.

Ueber die von Nernst gefundene Umkehrung des thermomagnetischen Longitudinaleffektes soll an späterer Stelle gehandelt werden.

Es haben nämlich die beiden Beobachter ausser einem *„transversalen* thermomagnetischen Effekt“ auch einen *longi-*

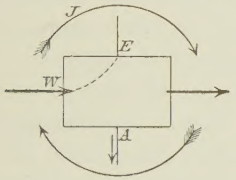


Fig. 1.

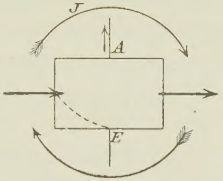


Fig. 2.

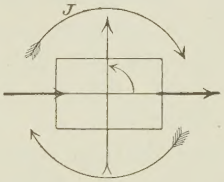


Fig. 3.

tudinalen in der Richtung des Wärmeflusses auftretenden thermomagnetischen Effekt aufgefunden. Ihre Versuchsanordnung hierbei war eine der früheren analoge. Zwei nunmehr auf einer Wärmestromlinie der Wismutplatte liegende Punkte wurden mit angelöteten Kupferdrahtelektroden versehen und diese durchs Galvanometer geschlossen. Es trat, da die beiden Lötstellen sehr verschiedene Temperatur hatten, von vornherein ein beträchtlicher Thermostrom auf, der wie beim Transversaleffekt mittels eines Daniellelementes compensirt wurde. Setzte man jetzt die Platte starken magnetischen Kräften aus, so zeigte das Galvanometer wieder dauernde Ablenkungen, die angenähert dem Quadrate der Feldstärke proportional waren, mit der Feldrichtung zwar nicht commutirten, aber verschiedene Beträge errichten. A. v. Ettingshausen und Nernst fassten ihre Beobachtungen in dem Satze zusammen: „Wenn eine wärmedurchströmte Wismutplatte senkrecht von magne-

tischen Kraftlinien durchsetzt wird, treten in ihr elektromotorische Kräfte auf und zwar solche senkrecht auf die Richtung der Wärmebewegung (Transversaleffekt), als auch solche in der Richtung der Wärmebewegung (Longitudinaleffekt).

Gelegentlich der Wiederholung der Versuche über Transversal- und Longitudinaleffekt fand ich, dass die Bemerkung der Beobachter, dass die Intensität der thermomagnetischen Effekte von der Natur der Elektrodendrähte unabhängig sei, für den Longitudinaleffekt *nicht zutrifft.* Die im Folgenden beschriebenen Untersuchungen beschäftigen sich nun mit der Frage, ob und inwieweit der Longitudinaleffekt mit Thermoströmen zusammenhängt, bez. inwieweit die Thermoströme, die bei der beschriebenen Versuchsanordnung immer auftreten, die über den Longitudinaleffekt erhaltenen Beobachtungen modificiren. Schon der auffallende Umstand, dass der Effekt bei entgegengesetzt gerichteten Magnetfeldern verschiedene Stärke aufweist, liess darauf schliessen, dass er ein complexes Phänomen ist und zwar, dass er aus einem stärkeren Teil besteht, der von der Feldrichtung unabhängig ist und einem schwächeren, der mit der Umkehrung der Magnetfeldrichtung seine Zeichen wechselt. Grimaldi[1]) hat gefunden, dass das Wismut im Magnetfeld eine Änderung seiner thermoelektrischen Kraft gegenüber anderen Metallen erfährt. Und zwar wird nach seiner Beobachtung käufliches Wismut im Magnetfeld in der thermoelektrischen Spannungsreihe nach der positiven, reines nach der negativen Seite hin verschoben. Über seine Beobachtungen wird an späterer Stelle noch zu sprechen sein. Er sprach auch die Vermutung aus, dass der v. Ettingshausen-Nernst'sche Longitudinaleffekt ein complexes Phänomen sei, dessen eine Componente seine thermoelektrische Stellungsänderung sei, unterwarf diese Frage aber keiner experimentellen Untersuchung. Ich hielt es für lohnend, zu versuchen, ob sich der Longitudinaleffekt nicht zerlegen und nach seinen Bestandteilen studiren liesse.

Ehe ich daran gehe, über den Verlauf der Untersuchungen zu berichten, dürfte es angemessen sein, über meine Hülfsmittel und Apparate einiges vorauszuschicken.

1) Grimaldi, Rend. della R. Accad. dei Lincei **3.** p. 134. 1887; **4.** p. 353. 1888; Wied. Ann. Beibl. **11.** p. 472; **12.** p. 68 u. 709.

Die Apparate.

Der *Elektromagnet* ist ein vertikalstehender Hufeisenelektromagnet von 384,6 kg Eisengewicht. Auf den wagrechten Polen sind parallelepipedisch geformte, durchbohrte Polschuhe von den Dimensionen $20 \times 16 \times 16$ cm aufgelegt. Mit Hülfe der Durchbohrungen konnten Kegelstutzen, deren Abstutzungsflächen Kreise von 6 cm Durchmesser bildeten, an die quadratischen Seitenflächen der Polschuhe aufgeschraubt werden. Diese waren bei sämmtlichen Versuchen angebracht und in dem unveränderten Abstand von 2,0 cm erhalten. Die Wickelung hatte einen Widerstand von 13,57 Ohm, der Strom wurde aus der 60-Voltleitung der im physikalischen Institut bestehenden elektrischen Anlage entnommen. Zur Stromstärkeregulirung war ein ausschaltbarer Ballastwiderstand von 62 Ohm und ein technischer Kurbelrheostat von 42—0 Ohm in den Kreis geschaltet. Durch einen vierpoligen Stromwender konnte der erregende Strom commutirt werden. Dieser variirte von 0,2 bis 5 Amp., doch wurde er bei den Versuchen nicht gemessen.

Die Messung der Stärke des Magnetfeldes geschah anfangs durch Induktionsströme, später mittels der Widerstandsänderung, die das Wismut im Magnetfeld erfährt. Zum Zwecke der ersteren Methode fertigte ich einen Induktor an, der den Vorzug hat, sich einfach herstellen zu lassen und leicht und genau zu funktioniren. Da das meist angewendete „Herauswerfen“ eines Induktors aus dem Magnetfeld mit Unzuträglichkeiten verbunden ist, benutzte ich als inducirende Bewegung eine Drehung der Rolle um 180°. Hierbei ist eine sehr rasche und präcise Bewegung wegen des geringen Trägheitsmomentes constructiv leicht zu erreichen. Ich befestigte mittels Schellack an das Ende einer Glaskapillarröhre ein kleines Hartgummiröllchen von 5,3 mm Durchmesser, das acht Windungen eines 0,15 mm dicken Kupferdrahtes trug. Die umeinander gewickelten Enden waren durch das Rohr geführt. Das Ganze lässt sich durch eine einfache Vorrichtung um die Längsachse der Kapillare um 180° drehen und schnellt durch Federkraft zurück, wenn man diese auslöst. Infolge der kleinen Dimensionen und des Umstandes, dass sich nichts von der Stelle

bewegt, lässt sich dieser Induktor leicht an irgend einer freien Stelle des Magnetfeldes, wo ja der Raum immer beschränkt ist, einführen.

Zu relativen Messungen ist er so unmittelbar geeignet, da die ersten Ausschläge am Galvanometer den Feldstärken proportional sind. Um dieselben jedoch in absolutem Maasse zu bekommen, verwendete ich eine Wismutspirale, wie sie nach Lenard's[1]) Vorschlage von Hartmann und Braun hergestellt und normal geaicht werden, so dass mit Hülfe einer Curve sich ihre Angaben sofort auf absolutes Maass reduciren lassen.

Da sich galvanische Widerstände leicht mit grosser Genauigkeit messen lassen, so hat, wenn man nur die Einflüsse der etwaigen Temperaturänderungen der Wismutspirale eliminirt, diese Methode der Feldmessung grosse Vorteile. Da aber bei meinen Versuchen die Feldintensitäten rasch und vielfach variirt wurden, da zweitens das Feld, wie später zu ersehen, mit kalten und heissen Kupferröhren durchzogen und daher die Temperatur im Felde äusserst unregelmässig war, so wurde anfangs die Induktionsmethode beibehalten. Man brauchte aber bloss in einem eigenen Versuch mit aller Sorgfalt die Felder mit der Wismutspirale und zugleich die Induktionsströme mit dem Induktor zu messen, um auch die mit dem Induktor gemessenen Feldintensitäten auf absolutes Maass reduciren zu können. Bei dieser „Normalaichung" des Induktors wurde ich auf eine Fehlerquelle dieser Vorrichtung aufmerksam, die den Beobachtern bei anderer Anwendung leicht entgehen und daher zu ganz bedeutenden Irrtümern führen kann. Da die Intensität des Inductionsstromes der Feldstärke direkt proportional ist, handelte es sich einfach um Bestimmung eines Reduktionsfaktors. Um genauere Resultate zu erhalten, bestimmte ich denselben bei einer Reihe von Feldintensitäten von ca. 2000—12 000 Einheiten. Bei graphischer Auftragung der Resultate wich aber die so gewonnene Aichungskurve ganz bedeutend von der Geraden ab in dem Sinne, dass die Induktionsströme von einer Feldstärke von 8000 an viel schneller zunahmen als die Feld-

1) Lenard, Wied. Ann. **39.** p. 619. 1890.

stärken. Die punktirte Kurve *A* in Fig. 4 ist ein verkleinertes Abbild derselben. Mein Induktor war ursprünglich mit einem feinen Kupferdraht, der mit grüner Seide umsponnen war, bewickelt. Da dieses abnorme Verhalten auf Eisengehalt der Wickelung hindeutete, wurde das Röllchen neu bewickelt und zwar mit einem Draht aus elektrolytisch gefälltem Kupfer, der mit ungefärbter Seide umsponnen war. Und wie erwartet, wurde nunmehr die Aichungskurve eine gerade Linie, wie Fig. 4 (Kurve *B*) zeigt. (Die Ordinaten sind Skalentheile des ersten Ausschlags bei bestimmtem Widerstande im Kreis, die Abscissen Feldstärken in absoluten Einheiten.) Bei allen Anwendungen der Induktionsmethode, wie sie gebräuchlich sind, kann der besprochene Umstand zu einer durchaus uncontrollirbaren und, wie ersichtlich, sehr beträchtlichen Fehlerquelle werden.

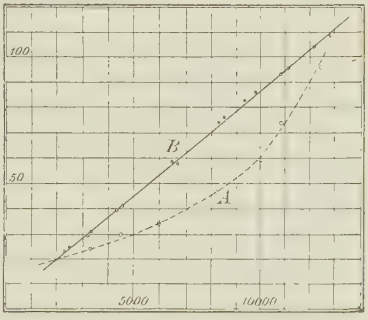


Fig. 4.

Zur Strommessung benutzte ich ein aus der Edelmann'schen Werkstätte stammendes astatisches Spiegelgalvanometer Wiedemann'scher Form mit Siemens'schen Glockenmagneten. Die vier Rollen hatten nebeneinander geschaltet sammt Zuleitung ab Commutator einen Widerstand von 5,52 Ohm.

Eine besondere Schwierigkeit brachte der Umstand mit sich, dass der Magnet und das Galvanometer in einem Zimmer untergebracht werden mussten und nicht weiter als 4,2 m voneinander entfernt werden konnten. Durch folgende Massregeln gelang es, den Einfluss des Magneten auf das Messinstrument auf ein verschwindendes Mass herabzudrücken. Die beiden Pole des Elektromagneten waren vom Galvanometer gleich weit entfernt. Nach Anbringung eines kräftigen Richtmagneten wurde die Ruhelage des astatischen Systems so orientirt, dass dieselbe bei Erregung des Feldes unbeeinflusst blieb. Der Richtmagnet befand sich so nahe an dem einen Magneten des Systems, dass die Schwingungsdauer desselben von 15 auf 2,45 Sek. herabgesetzt wurde. Dabei wurde die ursprünglich

aperiodische Dämpfung auf einen Wert des logarithmischen Dekrements von 0,402 herabgesetzt, so dass das Instrument für die ballistischen Zwecke meiner Feldmessung zugleich verwendbar wurde. Die Empfindlichkeit desselben blieb aber dabei noch weit über dem für meine Zwecke benötigten Betrage. Der Reduktionsfaktor auf absolutes Mass betrug $1{,}69 \cdot 10^{-8}$.

In einem Versuche wurde der Einfluss des Magneten auf die abgelenkten Stellungen des Galvanometers untersucht und gefunden, dass die Änderungen innerhalb der benutzten Skalenpartie für beide Seiten der Nullage gleichsinnige und nahezu gleiche Beträge aufwiesen. So konnte man durch Benutzung der Stellungsunterschiede der Nadel bei entgegengesetzt durchs Galvanometer geschickten Strömen sicher sein, den Einfluss des grossen Magneten eliminirt zu haben.

Im Laufe der messenden Versuche stellten sich indess Unregelmässigkeiten ein und es zeigte sich, dass der Zustand des Galvanometers, in dem es unbeeinflusst blieb, sich nicht erhielt. Ich ersetzte daher später das Galvanometer durch ein anderes, welches ganz vom äusseren Felde unabhängig war, nämlich durch ein Deprez-Galvanometer der Form, wie sie neuerdings von Edelmann gebaut werden. Die beweglichen Drahtwindungen besassen einen Widerstand von 720 Ohm. Durch einen Nebenschluss von 2000 Ohm wurde der Widerstand ab Pohl'scher Wippe = 525 Ohm und der Reduktionsfaktor auf absolutes Mass = $3{,}64 \cdot 10^{-10}$.

Jedoch war dieses Instrument infolge seiner bei geringem äusseren Widerstande sehr starken Dämpfung und der grossen Schwingungsdauer (40 Sek.) ungeeignet schon für rasche Widerstandsmessung der Wismutspirale und vollständig ungeeignet für die Induktionsstrommessung mit meinem kleinen Induktor. Ich behielt also für diese Zwecke das schon gebrauchte Galvanometer bei und erreichte durch ein totalreflektirendes Prisma, dass im Gesichtsfeld des Ablesefernrohres beide Skalen übereinander sichtbar waren und so eine gleichzeitige Ablesung beider Instrumente gestatteten. Die Zeichnung auf p. 26, die das Schaltungsschema der messenden Versuche zeigt, lässt die räumliche Anordnung dieser Ablesevorrichtung erkennen.

Die qualitativen Versuche über den Longitudinaleffekt.

Die Bemerkung, dass die Stärke, mit welcher der Longitudinaleffekt in einer Wismutplatte auftritt, von dem Material der Ableitungsdrähte abhängt, legte den Gedanken nahe, den Einfluss der Elektroden ganz aufzuheben und *auch die Ableitungsdrähte aus Wismut herzustellen.* Dabei sollte vor allem bezweckt werden, den ursprünglichen Thermostrom zu beseitigen. In Glasröhrchen, die auf eine lichte Weite von ca. 1,2 mm ausgezogen waren, wurde flüssiges Wismut gegossen und so glasumhüllte Wismutdrähte erhalten. Von diesen wurden nun zwei an zwei Punkte des prismatischen Wismutstabes nahe seinen Enden angelötet. An dieselben Punkte waren zum Vergleich die üblichen Kupferelektroden gelötet worden. Der Stab selbst war wie bei Nernst[1]) mit seinen Endflächen an zwei Kupferröhren gelötet, durch welche während des Versuches Wasser von verschiedener Temperatur oder Wasser und Wasserdampf strömte. Die beiden Wismutelektroden waren so am Stäbchen angebracht, dass ihre anderen Enden, an denen als Fortsetzung Kupferdrähte angelötet waren, nahezu zusammenstiessen. So glaubte ich, da jetzt die beiden Lötstellen Kupfer-Wismut räumlich einander sehr nahe waren, einen merklichen Temperaturunterschied zwischen ihnen und damit die Thermoströme vermieden zu haben.

Das war aber nicht der Fall, sondern dieselben erreichten an Intensität oft die Hälfte des Betrags derjenigen, die bei Anwendung der Kupferelektroden sich zeigten. Die Stärke des Longitudinaleffektes zeigte sich zwar bedeutend vermindert, doch waren die Resultate keineswegs gleichmässig und liessen keinen Zusammenhang mit der Grösse des schon vorhandenen Thermostromes erkennen.

Sobald man gezwungen ist, Lötungen vorzunehmen, treten, wie ich erfahren musste, immer störende Thermoströme auf, weil bei der eminent kristallinischen Struktur des metallischen Wismuts schon das Aneinanderfügen von Stücken verschiedener Herkunft zu solchen Anlass giebt. Ich beschloss deshalb alles aus einem Stück anzufertigen. Zu diesem Zwecke liess ich eine Gussform von Messing herstellen. Ein Gussstück aus

1) Nernst, Wied. Ann. **31.** p. 765. 1887.

dieser Form stellte eine parallelepipedische Platte A (Fig. 5) von einer Länge von 3,33 cm, einer Breite von 1,5 cm und einer Dicke von 0,41 cm dar, die mit einem winkelförmigen Steg $B\,S\,B$ versehen war.

Das Wismut kam in die stark erhitzte Form und wurde, um Spannungen zu vermeiden, sehr langsam erkalten gelassen. An die Schmalseiten wurden nun unter alleiniger Anwendung von Wismut als Lötmittel Kupferröhren D (Fig. 6) gelötet und auf die Platte zur Unterstützung der zerbrechlichen Stangen B ein Hartgummiplättchen H (in Fig. 6 punktirt gezeichnet) aufgekittet. An die schmale Fläche S (Fig. 5), wo die beiden Stangen sich vereinigen, wurde ein Kupferdraht K aufgelötet und nachher mit der Laubsäge in der Linie $a\,b$

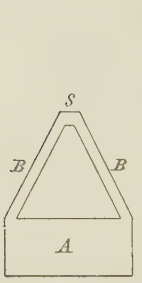


Fig. 5.

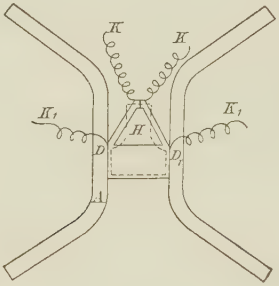


Fig. 6.

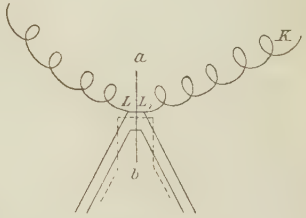


Fig. 7.

(Fig. 7) vorsichtig ein Schnitt geführt, der die metallische Berührung beider Stangen aufhob.

An den Punkten, wo sich die Wismutstangen an die Platte ansetzten, war beim Anlöten der Kupferröhren auch die Einlötung von Vergleichs-Kupferelektroden K_1 (Fig. 6) besorgt worden. Diese bildeten die bisher bei Beobachtung des Longitudinaleffektes gebräuchliche Ableitung.

Eine andere aus Wismut bestehende Ableitung stellen die beiden Stangen dar, welche bei $L\,L_1$ sich in Kupfer fortsetzen. Die Anordnung bezweckt die Fernhaltung von Thermoströmen im Kreise K—L—Platte—L_1—K. Die beiden Lötstellen bei L sind möglichst einander genähert, um das Bestehen einer Temperaturungleichheit hier möglichst zu erschweren. Ausserdem wurden, um einen Wärmetransport von den verschieden temperirten Stellen D und D_1 nach den Stangenenden einzuschränken, diese auf den geringstmöglichen Quer-

schnitt zugefeilt und unbeschützt gelassen. Dagegen war die Platte selbst sammt den Kupferröhren von A bis D mit Asbest bewickelt und mit einem Überzug aus Siegellack versehen.

Die so zugerichtete Platte wurde nun äquatorial in das Magnetfeld eingebracht und auf die Kupferröhren die Gummischläuche aufgesteckt, welche die Zuführung einerseits von Wasser aus der Leitung, andererseits von Wasserdampf oder Eiswasser besorgten. Die Schaltung der Stromkreise wird durch Fig. 8 veranschaulicht.

Die Wismutplatte hatte, wie besprochen, zweierlei Ableitung für den Longitudinaleffekt, die Kupferableitung (in den Tabellen mit Cu bezeichnet) und die Wismutableitung, aus den Stangen bestehend (mit Bi bezeichnet). Jede dieser Ableitung konnte durch gleichzeitiges Umlegen der Umschalter U_1 und U_2 abwechselungsweise durch das Galvanometer geschlossen werden. R_1 ist ein gemeinsamer Ballastwiderstand für beide Leitungen, der dazu dient, die Stromstärken für die Galvanometermessung passend zu reguliren. J bezeichnet den kleinen Induktor, der zur Messung der Magnetfeldintensität benutzt wurde. Seine Windungen können durch Umlegen des Umschalters U_1 auf den Mittelpol mit dem Galvanometer verbunden werden. R_2 regulirt die Grösse der Induktorausschläge.

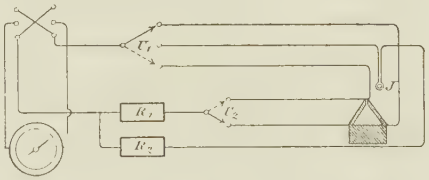


Fig. 8.

Der Versuch bestand nun darin, die Grösse des Longitudinaleffektes bei Benutzung einerseits der Cu-Ableitung, andererseits der Bi-Ableitung zu bestimmen. Von einer Compensation des ursprünglich vorhandenen Thermostromes musste dabei Abstand genommen werden. Nur so konnte man ein klares Bild über den Verlauf der Stromstärken bei der Felderregung und einen übersichtlichen Vergleich der Cu- und Bi-Ableitung gewinnen. Da nämlich der Ballastwiderstand in R_1 die gesammten Widerstände in den verzweigten Theilen um ca. das 300fache übertraf, konnten die Galvanometerausschläge bei constantem R_1 den elektromotorischen Kräften direkt pro-

portional gesetzt werden, welche Ableitung eingeschaltet sein mochte. Für den Verlauf des Longitudinaleffektes ist es offenbar gleichgültig, ob der vorhandene Thermostrom compensirt ist oder nicht (wenn man von sekundären Wirkungen, die kaum noch bemerkbar sind, absieht).

Ist der Thermostrom nicht compensirt, so wird die abgelenkte Nadel bei Erregung des Feldes ihre Stellung in dem einen oder anderen Sinne ändern. Ist der Thermostrom compensirt, so gehen diese Änderungen in der Umgebung der Nullage vor sich: „die Nadel schlägt aus“. Da man bei Compensation des Thermostromes in den Hauptweg einen viel geringeren Widerstand einschalten kann, als ohne Compensation, so werden die Änderungen in ersterem Falle grösser erscheinen als wie im letzteren. Mit kurzen Worten: die Änderungen der Nadeleinstellungen gehen auf anderen Gebieten der Skala vor sich und werden in dem einen Falle vergrössert gesehen.

War nun der Wärmestrom eingeleitet und abgewartet, bis ein genügend stationärer Zustand im ganzen System eingetreten war, so konnte zum Versuche geschritten werden. Es zeigte sich, dass die Erwartung, dass durch diese Anordnung in der Bi-Ableitung die Thermoströme so gut wie verschwinden würden, trügerisch war. Dieselben wiesen immer noch eine Intensität von $^1/_4$—$^1/_6$ derjenigen auf, welche bei Cu-Ableitung durchs Galvanometer flossen. Jedoch ergaben sich so regelmässige Ausschläge, dass die gewonnenen Resultate für die Frage des Longitudinaleffektes entscheidend waren. Die Zahlen eines solchen Versuches will ich als Beispiel hier angeben (Tabelle A). Es wurde bei demselben, da es sich nur um den *Vergleich* des Verhaltens von Bi- und Cu-Ableitung handelte, von einer exakten Feldmessung Abstand genommen und ist die Feldintensität nur zur Orientirung schätzungsweise angegeben. Anfangs zeigte das Galvanometer ohne Erregung des Feldes und bei Benutzung der Cu-Ableitung eine Ablenkung von 95,5 Skalenteilen. Die correspondirende Stromstärke der Bi-Ableitung entsprach 14,9 Skalenteilen. Dann wurde das Feld erregt und die Stellungsänderungen bei Bi- und Cu-Ableitung gemessen. Zwischen den Messungen mit den verschiedenen Feldstärken wurden jedesmal Nullpunktscontrollen vorgenommen, d. h. die Stellung der Nadel ohne Feld revidirt. (Ich habe hier

einen Versuch mittlerer Güte herausgegriffen. Man sieht, dass im allgemeinen bezüglich des Nullpunktes ziemliche Unruhe herrscht.)

Tabelle A.

Feld-stärke	Cu					Bi				
	Ausschl. u_1	Ausschl. u_2	$e-\frac{u_2-u_1}{2}$	$e-e_0$	$\frac{e}{e_0}$	Ausschl. u_1	Ausschl. u_2	$e-\frac{u_2-u_1}{2}$	$e-e_0$	$\frac{e}{e_0}$
0	404,5	594,5	95,5			485,0	514,9	14,9		
+11500	390,0	611,2	110,6	**15,4**	**1,16**	482,9	518,2	17,6	**2,6**	**1,19**
0	406,0	593,8	98,9			485,0	515,0	15,0		
0	401,4	599,0	96,3			485,5	515,0	14,7		
−11500	383,5	617,0	117,2	**19,2**	**1,19**	482,2	518,2	18,0	**3,2**	**1,21**
0	400,2	599,9	99,8			485,1	515,0	14,9		
0	401,5	599,0	99,7			485,5	515,0	14,7		
+ 7000	389,3	611,0	110,8	**11,1**	**1,11**	484,0	516,1	16,0	**2,2**	**1,07**
0	400,5	599,1	99,8			485,0	515,0	15,0		

Bei Betrachtung der Tabelle ersieht man sofort den Umstand, dass die Änderungen der Einstellung bei Bi-Ableitung weit geringfügiger sind, als die mit Cu-Ableitung erhaltenen (vgl. Columnen $e - e_0$). Ja noch mehr: bildet man den Quotienten aus der ursprünglichen Stromstärke und derjenigen, wenn das Feld erregt ist, und vergleicht die Werte derselben für Cu- und Bi-Ableitung, so zeigt sich, dass für ein und dieselbe Feldintensität der Thermostrom sich um nahezu *denselben Bruchtheil seiner ursprünglichen Stärke* geändert hat. Die Columne e/e_0 gibt die Werte dieser Quotienten. Daraus aber lässt sich ein wichtiger Rückschluss auf die Natur des Longitudinaleffektes ziehen. A. v. Ettingshausen und Nernst definiren den Longitudinaleffekt als eine elektromotorische Kraft, die in einer von Wärme durchströmten Wismutplatte in Richtung des Wärmegefälles auftritt, wenn diese in ein Magnetfeld gebracht wird. Wäre dem so, so müssten die Stellungsänderungen, welche durch Erregung des Feldes hervorgebracht werden, bei Bi- und Cu-Ableitung dieselben absoluten Beträge aufweisen. Die Nadel, die bei Cu-Ableitung von 100 auf 112 Skalenteile wanderte, müsste bei Bi-Ableitung analog von 15 auf 27 Skalenteile wandern,

wenn nach der Auffassung der Entdecker dieser Erscheinung dieselbe einer elektromotorischen Kraft zuzuschreiben wäre, die in Wismut allein ihren Sitz hat. Dem ist aber nicht so, sondern es zeigt gerade die oben besprochene Proportionalität der ursprünglichen Ausschläge infolge des Thermostromes und deren Änderung den innigen Zusammenhang, in dem die Erscheinung mit der elektromotorischen Kraft des Thermostromes steht. Es lässt sich schon bei Erwägung dieser Proportionalität das voraussehen, dessen direkter experimenteller Beweis später gelungen ist, nämlich: der Longitudinaleffekt ist ein *rein thermoelektrisches* Phänomen.

Mein Bestreben war nunmehr darauf gerichtet, den Thermostrom, der im Bi-Kreise noch immer vorhanden war, ganz zu beseitigen. Es war dies sehr wünschenswerth, um *direkt* den Nachweis zu liefern, dass *kein* Longitudinaleffekt auftritt, wenn kein Thermostrom vorhanden ist. Das muss eintreten, wenn die obige Schlussweise richtig ist.

Es musste also auf ein Mittel gesonnen werden, das die Stellen bei $L L_1$ auf eine bestimmte Temperatur bringt und auf derselben erhält. Zu diesem Behufe liess ich ständig Luft an die Lötstellen $L L_1$ blasen, wozu ich ein Wasserstrahlgebläse anfertigte. Durch ein zu einer Spitze ausgezogenes Glasrohr wurde die geförderte Luft in kräftigem Strome an den Lötstellen vorbeigeführt. Doch auch mit dieser Vorsichtsmassregel war es nur bei recht homogen geratenen Platten möglich, den Thermostrom ganz zum Verschwinden zu bringen. Es ist ja bekannt, dass schon zwei Wismutkristalle verschiedener Orientirung bei Temperaturdifferenzen Thermoströme geben, ja dass ein Kristall, wenn er einseitig erwärmt wird, von einem Thermostrome durchflossen wird.[1]) So ist es bei der kristallinischen Struktur des Wismuts und der gegliederten Form der Platte erklärlich, wenn die Thermoströme im Bi-Kreise nicht unbedingt verschwanden, wenn auch zwischen L und L_1 kein merklicher Temperaturunterschied mehr bestehen konnte. Wie sich aus nachträglichen Bruchversuchen ergab, hatten sich in der Masse der Platte ziemlich grosse einheitlich kristallisirte Partien aus-

1) Vgl. Wiedemann, Lehre von der Elektr. **3.** § 406.

gebildet. Deshalb erzielte ich bessere Resultate mit Platten, bei denen die mit flüssigem Wismut gefüllte Gussform bis zum Erstarren erschüttert wurde, eine Massregel, die offenbar das Durcheinanderwachsen kleinerer Kristalle begünstigt. War nun eine solche Platte so beschaffen, dass sich die Nadel durch Anblasen der Lötstellen $L\ L_1$ bei Benutzung der Bi-Ableitung an den Nullpunkt heranführen liess, so ergab sich in der That das erwartete Resultat: *Die Nadel entfernte sich bei Erregung des Feldes nicht mehr vom Nullpunkt*, während mit der Cu-Ableitung Stellungsänderungen bis zu 31 Skalenteilen vorvorkamen. Grössere Reihen von Beobachtungszahlen hierfür anzugeben halte ich für überflüssig. Sie zeigen einfach, dass bei Bi-Ableitung die Nadelstellungen unabhängig vom Magnetfeld bis zu 3 Scalenteilen um den Nullpunkt herum schwanken[1]), während die Cu-Ableitung Stellungsänderungen von der Grösse der in Tabelle A gegebenen aufweist.

Als ich später bei einer gelegentlichen Wiederholung derartiger Versuche das weit empfindlichere Galvanometer nach Deprez'scher Construction benutzte, konnte ich mit ganz geringen Temperaturunterschieden arbeiten und so auch *ohne* Anblasen der Bi-Lötstellen Stromlosigkeit in diesem Kreise erzielen. Der Temperaturunterschied betrug etwa 1,5°. Er wurde durch Rechnung ermittelt unter der genähert richtigen Annahme, dass die elektromotorische Kraft des ursprünglichen Thermostromes der Differenz der Lötstellentemperaturen proportional sei.

Die geringe Temperaturdifferenz wurde dadurch erhalten, dass nur das *eine* Rohr von Leitungswasser durchströmt war ($t = 10{,}5^0$ C.), während das andere Zimmertemperatur hatte. Durch Vergleich der elektromotorischen Kraft des Thermostromes bei dieser Anordnung mit derjenigen, wenn die Temperaturdifferenz 90° betrug, ergab sich die obige Temperaturdifferenz. Ich erhielt hier z. B. die folgenden Zahlen (Tabelle B.)

Im gemeinschaftlichen Zweige der Bi- und Cu-Ableitung befand sich ein Widerstand von 1125 Ohm.

---

1) Diese Schwankungen erklären sich aus dem nicht ganz regelmässigen Funktioniren des Gebläses.

Tabelle B.

Feld-stärke	Cu			Bi		
	u_1	u_2	$\frac{u_2 - u_1}{2}$	u_1	u_2	$\frac{u_2 - u_1}{2}$
0	400	600	100	499,0	501,5	1,2
11220	380,0	620,0	120,1	499,0	501,5	1,2
0	400,3	600,0	99,8	499,0	502,2	1,6
9700	381,3	618,8	118,7	499,5	501,0	0,8
0	399,9	600,5	100,3	499,0	502,0	1,5
5460	387,0	613,0	113,0	499,2	502,0	1,4
0	398,2	601,5	101,6	499,3	501,2	0,9

Folgerungen.

Durch diese Versuche dürfte die Frage nach der Natur des Longitudinaleffektes entschieden sein. Wie sich zeigte, ist derselbe an die Existenz eines vorher vorhandenen Thermostromes gebunden und tritt nicht auf, sobald man denselben nicht zu Stande kommen lässt. Er besteht demnach nur in einer *Änderung des vorhandenen Thermostromes*, die ihren Grund in der von Grimaldi entdeckten Eigenschaft des Wismuts, seine thermoelektrische Stellung im Magnetfelde zu ändern, besitzt. Ein thermomagnetischer Longitudinaleffekt als Analogon des thermomagnetischen Transversaleffektes existirt also nicht. Dieser ist eine wesentlich andere Erscheinung und lässt, wie bekannt, keinen Zusammenhang mit thermoelektrischen Vorgängen erkennen.

Nernst hat auch als Analogon zur transversalen galvanomagnetischen Temperaturdifferenz eine solche nachzuweisen vermocht, die longitudinal (in Richtung des primären galvanischen Stromes) auftritt. Er hat den folgenden Versuch angestellt: Ein Wismutstäbchen wurde so mit Kupfer-Elektroden versehen, dass man durch seine Längsrichtung einen galvanischen Strom leiten konnte; an das eine Ende wurde die eine Lötstelle eines Kupfer-Neusilberelementes gelötet, dessen andere Lötstelle in Wasser tauchte. Die Temperatur dieser Lötstelle erfuhr eine Änderung, wenn das stromdurchflossene Stäbchen starken magnetischen Kräften ausgesetzt wurde. Doch war die Wirkung sehr gering.

Nach dem Vorhergehenden dürfte kein Zweifel sein, dass Nernst hier eine *Änderung der Peltier'schen Wärme* beobachtet hat. Da das Wismut seine thermoelektrische Kraft durch magnetische Einwirkung ändert, so ist bei der bestehenden Proportionalität zwischen der thermoelektromotorischen Kraft und dem Peltier'schen Effekt vorauszusagen, dass sich auch der Betrag der Peltier'sche Wärme, die an den Enden des Wismutstäbchens auftritt, im Magnetfelde ändern wird. Damit dürfte die „longitudinale galvanomagnetische Temperaturdifferenz" zu erklären sein.

Noch einen andern Punkt möchte ich kurz berühren, der durch meine Ergebnisse in anderes Licht gerückt ist.

Nernst[1]) hat den Vorschlag gemacht, die Widerstandsänderung, die das Wismut im Magnetfelde erleidet, nach Analogie des thermomagnetischen Longitudinaleffektes als einen *longitudinalen Halleffekt* aufzufassen, d. h. als eine dem Primärstrome genau proportional auftretende elektromotorische Gegenkraft, die eine Stromschwächung und damit den Schein einer Widerstandsvermehrung hervorruft. Dieser Auffassung ist nunmehr, da analoge longitudinale Effekte nicht bestehen, der Boden entzogen. Übrigens glaube ich, dass man zur Zeit, da man über die inneren Vorgänge bei all den angezogenen Erscheinungen noch vollständig im Unklaren ist, betreffs aller derartigen Effekte nicht mehr behaupten kann, als: Wismut ändert im Magnetfelde seine Leitungsfähigkeit für Wärme und für Elektricität, sowie seine thermoelektrische Stellung in der Spannungsreihe, *weil es seine molekulare Struktur ändert.* Mir erscheint demnach die Herbeiziehung des Hall'schen Phänomens, um die Thatsache der Widerstandsänderung zu erklären, vorläufig noch nicht geboten.

Messende Versuche.

Da die beschriebene Anordnung zu exakten Messungen nicht geeignet ist, ging ich nunmehr daran, in eigenen Versuchen die quantitativen Verhältnisse der „Änderung des thermoelektrischen Verhaltens", wollen wir sie kurz „Thermoeffekt" nennen, mit der mir erreichbaren Genauigkeit festzu-

1) Nernst, Wied. Ann. **31.** p. 783. 1887; vgl. Winkelmann, Handb. der Physik. **3** (2). p. 325.

stellen. Die von Nernst getroffene Anordnung, die gewünschten Lötstellentemperaturen mit Hilfe durchströmter Kupferröhren herzustellen und genau zu erhalten, wurde, nachdem sie sich nach jeder Richtung bewährte, beibehalten und nun Wismutplatten von etwas kleinerem Querschnitt und ohne Wismutelectroden dazwischen gelötet. Nun zeigte sich als höchst unerwünscht der schon erwähnte Umstand, dass die beiden entgegengesetzt gerichteten Magnetfelder bei gleicher Intensität ungleich starke Wirkung ausübten.

Eine einfache geometrische Betrachtung zeigt, dass in der Erscheinung selbst, mag sie als Longitudinal- oder als Thermoeffekt gedeutet werden, kein Grund zu dieser Anomalie vorhanden, sondern, dass sie irgend einem anderen Einfluss zuzuschreiben sei. Ich musste deshalb vor allem dafür sorgen, diesen störenden Einfluss zu beseitigen.

Fig. 9.

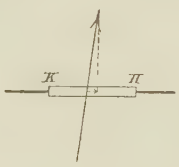


Fig. 10.

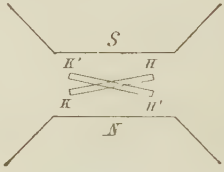


Fig. 11.

Sei *KH* ein cylindrisches Wismutstück, das durch coaxiale Kupferdrähte zu einem Thermoelement vervollständigt ist, so muss für alle longitudinalen Vorgänge die Richtung der senkrecht die Längsaxe treffenden magnetischen Kraftlinien vollständig gleichgültig sein (Fig. 9). Anders wäre es, wenn die Kraftlinien nicht genau senkrecht aufträfen (Fig. 10). Dann wäre es möglich, dass z. B. die Richtung der Kraftlinien, deren eine Componente in der Längsaxe des Stabes die Richtung Kalt — Heiss im Wismut hat, anders wirkte als diejenige, die eine entgegengesetzte aufweist. Ich versuchte demgemäss zuerst, ob es von Einfluss ist, wenn man das Wismutstäbchen mit der heissen Lötstelle einmal dem Nordpol, ein andermal dem Südpol näherte. Doch war davon keine Spur zu bemerken.

Die Ursache dieser Seitlichkeit konnte ferner in irgend welchen Transversal- oder Halleffekten oder in sekundären Rückwirkungen solcher begründet sein. Dem aber steht die

Beobachtung entgegen, dass dieselbe in gleicher Stärke auftritt, wenn man statt des cylindrischen Wismutstabes ein beliebig geformtes Wismutdrahtstück verwendet.

Ich versuchte auch, ob die *Querdimensionen* von Einfluss auf diese Störung sind und da gab sich zuerst eine deutliche Abhängigkeit zu erkennen. Die Verschiedenheit der Feldrichtung nahm bei einem parallelepipedisch geformten Wismutstück bedeutend ab, als ich die Dicke des Stäbchens durch Abfeilen auf $^1/_2$, $^1/_4$, $^1/_8$ des ursprünglichen Betrages brachte. Eine Wiederholung dieser Versuchsreihe, die ich mit einem anderen Stäbchen vornahm, ergab genau das entgegengesetzte Resultat. Die Ungleichheit der Wirkung entgegengesetzter Felder nahm bedeutend zu, als ich die Dicke des Stäbchens verringerte.

Dies sei nur erwähnt als ein Beispiel für die vielen missglückten Versuche, in der Mannigfaltigkeit der Erscheinungen das Gesetzmässige festzuhalten, die namentlich auf dem folgenden Gebiete lange vergeblich fortgesetzt wurden.

Es ist nach allem vorausgehenden offenbar, dass nur die kristallinische Beschaffenheit des Wismuts die genannte Unregelmässigkeit verursachen kann und dass sich nur unter Anwendung homogener Kristallstücke von durchaus von einheitlicher Kristallisirung ein Einblick in den gesetzlichen Verlauf der Erscheinung gewinnen lasse.

In den genannten Versuchen hatte ich, um eben den Einfluss der kristallinischen Orientirung möglichst zu eliminiren, auch versucht, schnell gekühltes Wismut zu verwenden. Aber es zeigte sich, dass gerade in engen Gefässen (Glasröhren) die Erstarrung ausserordentlich regelmässig vor sich geht, so dass sich beim Bruch statt der gewünschten kristallmehlartigen Struktur meist grosse, einheitlich kristallisirte Partien zeigten. Dagegen war es mir nicht möglich, durch langsames Erstarrenlassen und Abgiessen des flüssigen Metalls auch nur einigermassen brauchbare Kristallexemplare zu gewinnen. Dr. Hobein[1]) hatte die grosse Liebenswürdigkeit, mir grosse Mengen reinsten Wismuts für diese Zwecke zur Verfügung zu stellen. Obwohl über ein halbes Kilogramm

1) Dr. Bender u. Dr. Hobein, Chem. Laboratorium München.

Wismut eingeschmolzen war und die Abkühlung sehr langsam vor sich ging, entwickelte sich nur ein Haufwerk kleinerer Kristalle der verschiedensten Orientirung. Dagegen fanden sich im Vorrat der Firma Wismutstücke, welche nach ihren Bruchflächen zu urteilen, in grossen Partien (bis zu 2 ccm) einheitlich erstarrt erschienen. Von diesen wurden mir eine grosse Menge der geeignetsten von Hrn. Dr. Hobein in liebenswürdigster Weise überlassen.

Da die Kristallflächen selbst an dem Material nicht existirten, so geschah die Orientirung lediglich nach den *Spal-*

Fig. 12.

Fig. 13.

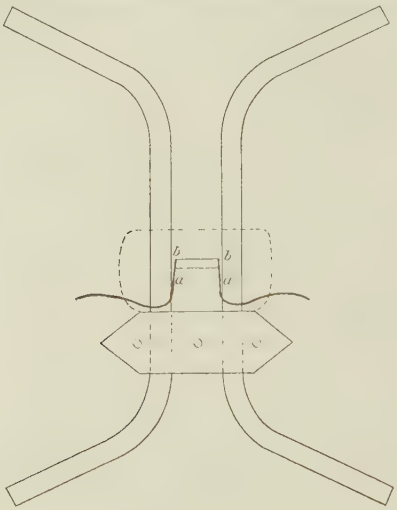


Fig. 14.

tungsflächen. Wismut kristallisirt in fast würfelförmigen Rhomboedern, deren Basis die vollkommenste Spaltungsfläche ist. Drei minder gute Spaltungsflächen sind die drei Ebenen des „negativen Rhomboeders“. Die zur Basis senkrechte Richtung (Hauptaxe) ist die von Faraday so benannte Magnekristallaxe, d. h. die Richtung, mit welcher sich ein Kristall, der im homogenen Magnetfelde frei beweglich ist, in die Richtung der Kraftlinien einstellt. Ich unternahm es, vor allem die beiden Fälle zu untersuchen, in denen der Wärmestrom in der Basis oder senkrecht dazu verläuft. Da die verwendeten Kristallstäbchen sehr klein und sehr zerbrechlich waren, konnten sie nicht mehr direkt an die Kupferröhren gelötet

werden und es wurde deshalb folgende Abänderung getroffen. Das Kristallstäbchen, durchschnittlich 10—12 mm lang und 1—2 mm breit und dick, wurde unter alleiniger Anwendung von Wismut an dünne Kupferdrähte gelötet.

Zu diesem Zwecke war 0,4 mm starker umsponnener Kupferdraht auf 4 cm entblösst und an seinem Ende zu einer ebenen Spirale aufgewunden, wie es Fig. 12 in natürlicher Grösse zeigt. Auf diesem flachen Löffelchen wurde in der Bunsenflamme ein kleines Häufchen Wismut zum Schmelzen gebracht und sofort mit einer Pincette das Kristallstäbchen aufgesetzt und somit festgelötet. Nachdem man ebenso das andere Ende des Stäbchens mit einem Kupferdraht verbunden, war ein kleines Thermoelement von nebenstehender Form gewonnen (Fig. 13). Die Kupferröhren wurden nun durch einen doppelteiligen Hartgummisteg, in dem sie eingeschraubt wurden, solid miteinander verbunden, so dass zwischen ihren Innenflächen das kleine Thermoelement gerade Platz fand. Die Kupferdrähte wurden nunmehr an die Innenflächen mit Schnellot angelötet, so dass das Ganze die oben gezeichnete Gestalt hatte (Fig. 14).

Zum Schlusse wurde das Thermoelement und die Kupferröhren in seiner Nähe sorgfältig in Watte verpackt (in der Figur durch Punktirung angedeutet), um beim Versuche Temperaturschwankungen hintanzuhalten. Die Temperaturen der Lötstellen sind jetzt nicht mehr mit denjenigen der durchströmenden Mittel identisch, sondern liegen näher aneinander. Da aber, wie wir gesehen haben, der Thermoeffekt immer denselben Bruchtheil des ursprünglich vorhandenen Thermostromes ausmacht[1]), so ist es für das Studium desselben nicht nötig, die Lötstellentemperaturen genau zu kennen. Dagegen ist erforderlich, dass die einmal bestehende Temperaturdifferenz sehr constant erhalten wird und dieser Anforderung entspricht die Vorrichtung, wie sich zeigte, vollkommen.

Da es sich um verhältnissmässig kleine Stellungsänderungen der Nadel handelte, wobei sich das Wiedemann'sche Galvanometer nicht als verlässig genug erwies, so wurde, wie schon erwähnt, ein sehr empfindliches Instrument nach Deprez

1) Eine Thatsache, deren Zutreffen innerhalb der in Frage kommenden Temperaturintervalle noch eigens constatirt wurde.

aufgestellt. Aus den dort auseinandergesetzten Gründen musste das alte Galvanometer beibehalten werden. Die Skizze (Fig. 15) gibt im Grundriss die gesammte Anordnung, die den folgenden Versuchen zu Grunde lag. *W* und *D* sind die beiden Messinstrumente nach Wiedemann und Deprez, *A* das Ablesefernrohr und S_1 die Skala für das erstere Galvanometer. Zwischen Fernrohr und dem Galvanometer *W* ist nun ein totalreflektirendes Prisma *P* so angebracht, dass der Spiegel des Galvanometers nur zur Hälfte verdeckt wird. Dieses Prisma wirft das Bild des Spiegels im Galvanometer *D* ins Fernrohr und in diesem Spiegel zeigt sich die Skala S_2. Fig. 16 gibt die Ansicht,

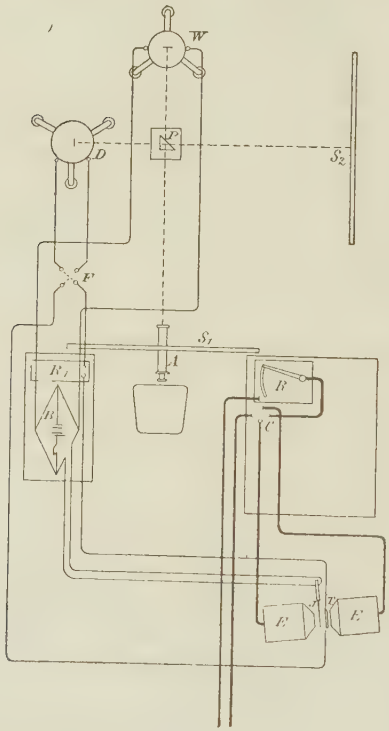


Fig. 15.

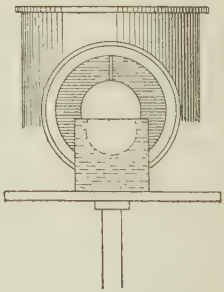


Fig. 16.

die sich im Fernrohr zeigt, wenn man auf die Spiegel scharf einstellt.

Die drei Stromkreise werden aus der Figur leicht verständlich sein. Rechts vom Sitz ist auf einem Tische der Regulirwiderstand *R* und Commutator *C* für den das Feld erregenden Strom. Der zu beobachtende Thermostrom aus dem Element *T* ist über einen grossen regulirbaren Widerstand R_1

und eine Pohl'sche Wippe W ins Galvanometer D geleitet. B soll schematisch die Brückencombination andeuten, die zur Messung des Widerstandes der Wismutspirale J diente.

Nachdem ich nämlich durch Übung gelernt, die Widerstände der Wismutspirale rasch zu messen, und da die nun verwendeten compendiöseren Vorrichtungen genügend freien Raum zur Unterbringung der Wismutspirale zugleich mit dem Thermoelement übrig liessen, wurde letztere direkt zur Feldmessung benutzt. (Die Entfernungsverhältnisse sind in der Skizze um der Raumersparniss willen nicht richtig wiedergegeben.)

Die Versuche gingen nun so vor sich: Ein wie beschrieben zugerichtetes Thermoelement wurde ins Magnetfeld eingebracht und durch die Kupferröhren einerseits Leitungswasser, andererseits Wasserdampf in kräftigem Strome hindurchgeschickt. Nach etwa einer halben Stunde war ein stationärer Zustand eingetreten, so dass mit der Messung begonnen werden konnte. Zu Anfang wurde in R_1 soviel Widerstand in den Stromkreis geschaltet, dass die Galvanometerausschläge infolge des Thermostroms gerade 100 Skalenteile betrugen. Da hierzu bei der Empfindlichkeit des Instrumentes (Red. Fakt. v. Skalentheilen auf Ampères $3{,}64 \cdot 10^{-9}$) 9000 — 16000 Ohm nötig waren, liess sich das durch Stöpselung leicht erreichen. Diese Massregel hatte den Zweck, aus den Ablesungen ohne weitere Rechnung die Resultate ableiten zu können. Als Mass für den Thermoeffekt, d. h. für die Aenderung der elektromotorischen Kraft des Thermostroms setze ich den Quotienten $\frac{e - e_0}{e_0}$ fest, wo e_0 die elektromotorische Kraft ohne Magnetfeld, e diejenige bei einer bestimmten Feldintensität ist. Das was ich an der Skala beobachte, ist $i_0 = e_0 / W$ und $i = e / W$ proportional. Richte ich es so ein, dass i_0 gerade einem Ausschlag von 100 Skalenteilen entspricht, so ist die Grösse des Thermoeffektes $^1/_{100}$ der abgelesenen Stellungsänderung der Nadel, z. B. ich las ab 100 Skalenteile bei Feldstärke 0, 114,3 Skalenteile bei Feldstärke 11 500, hieraus Stärke des Effekts 0,143.

War also die Stromstärke auf 100 Skalenteile Ausschlag regulirt und der Widerstand der Spirale gemessen, so wurde das Feld erregt und die neue Stellung der Nadel mehrfach abgelesen, so zwar, dass der Strom im Galvanometer zweimal

umgekehrt wurde. Während die Nadel die neue Ruhelage aufsuchte, wurde die Widerstandsabmessung der Wismutspirale vorgenommen. Der Umstand, dass man beide Skalen zugleich sah, hatte den Vorzug, immerwährend constatiren zu können, ob eine gewisse Einstellung zu der bestimmten Feldstärke gehört, bez. um schnell auftretende Änderungen einer der beiden Grössen wahrzunehmen und solche Beobachtungen ausscheiden zu können. Denn leider blieb nicht immer alles stabil. Durch Einschalten irgend einer Maschine im Hause änderte sich die Spannung des erregenden Stromes, durch momentanen Wasserverbrauch im Keller liess die Strömungsgeschwindigkeit des kühlenden Wassers und damit die Stromstärke des Thermostromes nach.

War nun der Widerstand der Spirale gemessen und die Einstellung der Galvanometernadel auf beiden Seiten der Nullage je zweimal abgelesen, so wurde das Feld commutirt und ebenso verfahren. Hierauf wurde wieder die Feldstärke Null hergestellt und wiederum der Thermostrom und Spiralenwiderstand bestimmt, die mittlerweile eine ganz geringfügige Änderung erfahren hatten. Erstere erreichte nie mehr als $^2/_{10}$ Skalenteile, letztere nie ein Promille.

Um von einem starken Feld ohne Zeitverlust zur Feldstärke 0 überzugehen, benutzte ich einen höchst einfachen Kunstgriff. Oeffnet man einfach den magnetisirenden Strom, so bleibt ein starker remanenter Magnetismus zurück. Schickt man einen entgegengesetzten Strom hindurch, um diesen zu beseitigen, so lässt dieser wieder einen remanenten Magnetismus der alten oder neuen Richtung zurück, je nachdem man den Strom zu früh oder zu spät wieder öffnet. Ich stellte auf meinen Tisch eine kleine, sehr leicht bewegliche Compassnadel; wollte ich nun eine starke Feldstärke annulliren, so wurde der erregende Strom nicht geöffnet, sondern commutirt und der Augenblick abgewartet, wo die Nadel sich anschickte, umzukehren. In diesem Momente (wo die Feldstärke im Magneten durch den Werth 0 hindurchgeht) wird der Strom geöffnet und es zeigt sich keine Spur von remanentem Magnetismus. Nach der Nullablesung folgte die Herstellung einer anderen Feldstärke in zwei Richtungen, dann eine neue Nullcontrolle etc.

Was nun die Beobachtungen selbst betrifft, so waren auch bei den Kristallstücken, so sorgfältig ich auch ihre Orientirung nach den Spaltungsebenen herstellte, keine Gesetzmässigkeit, ja nicht einmal eine Übereinstimmung verschiedener Exemplare zu constatiren.

Dass ein gesetzmässiger Zusammenhang zwischen der auftretenden „Störung" (Ungleichheit der Wirkung entgegengesetzter Magnetfelder) und der Kristallrichtung existirt, folgt aus der Beobachtung, dass dieselbe sich nicht umkehrt, wenn man den Wärmestrom umkehrt, wohl aber, wenn der Kristall im Felde umgekehrt und der Wärmestrom seiner Richtung nach beibehalten wird. Das will sagen: Ist bei einer gewissen Stellung das positive Feld das stärker wirkende, so bleibt es dies auch, wenn man die heisse und kalte Lötstelle vertauscht, dagegen wird das negative Feld das stärkerwirkende, wenn man den *Kristall* im Felde umdreht. Im Kristall existirt also eine gerichtete Grösse, die man als Ausdruck dieser Bevorzugung einer Kraftlinienrichtung des Magnetfeldes aufstellen kann. Ein evidenter Beweis für die Existenz einer solchen Vektorgrösse ist mir durch folgende Versuchsreihe gelungen.

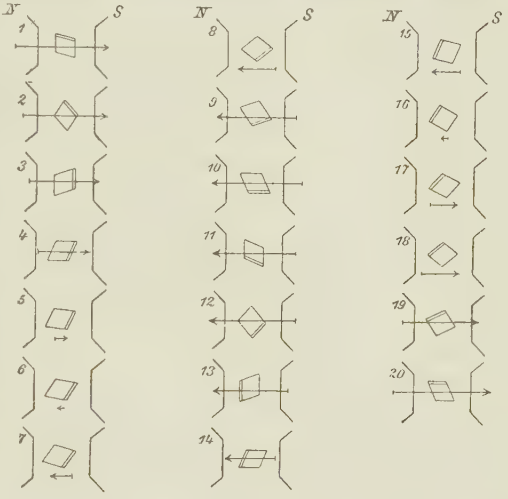


Fig. 17.

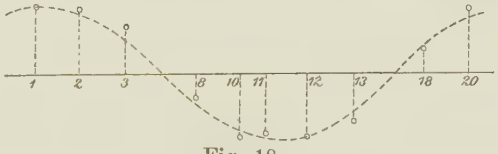


Fig. 18.

Ein Stäbchen wurde so hergerichtet, dass seine vier Seitenflächen sämmtlich Spaltungsflächen waren. Zwei gegenüberliegende waren Basisflächen, die zwei anderen gegenüberliegenden

zwei parallele Flächen des negativen Rhomboeders. Der Querschnitt bildete einen Rhombus mit den Winkeln von ca. 108° und 72°. Das Stäbchen war so eingelötet, dass die freien Kupferdrahtstücke *a b* in Fig. 14 verhältnissmässig lang waren, so dass man durch Verbiegen derselben das Stäbchen um seine eigene Längsaxe drehen konnte. Dasselbe wurde nun in 20 Stellungen, in denen die (markirte) Basisfläche immer andere und andere Richtungen mit der Kraftlinienrichtung bildete, untersucht.

Die nachstehende Tabelle und das Diagramm (Fig. 17) gibt ein Bild der Ergebnisse. Die wagrechten Pfeile in der

Tabelle.

Nr.	Störung	Nr.	Störung	Nr.	Störung
1	+0,166	8	−0,064	15	−0,053
2	+0,161	9	−0,134	16	−0,016
3	+0,123	10	−0,164	17	+0,039
4	+0,096	11	−0,153	18	+0,064
5	+0,017	12	−0,153	19	+0,130
6	−0,004	13	−0,123	20	+0,176
7	−0,019	14	−0,088		

Figur geben die Richtung und durch ihre Länge den Betrag der Störung an. Letzterer wurde durch folgenden Ausdruck bestimmt. Seien *a* und *b* die Beträge des Thermoeffekts bei zwei gleichen aber entgegengesetzten Feldern, so messe der Quotient $2(a-b)/(a+b)$ den Betrag der Störung. Es ist dies mit Worten das Verhältniss des Unterschiedes zum arithmetischen Mittel der beiden Beträge. Die markirte Fläche ist in den Figuren durch den Doppelstrich gekennzeichnet. Man sieht, dass bei successiver Drehung des Stäbchens die Störung abnimmt, durch Null hindurchgeht, wieder zunimmt, ein Maximum erreicht und wieder abnimmt. Ja noch mehr: Trägt man den Betrag der Störung als Funktion des Drehungswinkels, der von irgend einem Punkte gezählt sei, auf, wie das in Fig. 18 geschehen ist, so ergibt sich eine Kurve, die mit der Sinuskurve auffallend gut übereinstimmt, wenn man bedenkt, dass alle Stellungen nur nach dem Augenmass hergestellt wurden. (In Fig. 18 sind nur diejenigen Stellungen

benutzt, die sich bezüglich ihrer Winkelgrösse einigermassen genau bestimmen liessen.) Das besagt aber nichts anderes, als: die Störung lässt sich durch eine constante Vektorgrösse ausdrücken, deren jeweilige Componente in der Richtung der Kraftlinien die Erscheinung der Ungleichförmigkeit beider Feldrichtungen ihrer Richtung und Grösse nach bestimmt.

Da eine Wiederholung dieser Versuchsreihe mit einem anderen Stäbchen genau dasselbe Resultat gab, nur dass die Maxima und Minima der Störung anders gegen die Basisfläche geneigt waren, wandte ich mich an Hrn. Prof. Dr. Groth um Rat, bez. um fachmännische Untersuchung der letztverwendeten Kristallstäbchen.

Hier ergab sich nun, dass eine Unmasse verborgener Zwillingsbildungen mich getäuscht hatten und dass die Stücke, die ich vermöge der schönen Spaltungsflächen an der Oberfläche für innerlich homogen kristallisirt gehalten hatte, vollständig mit unzähligen Zwillings- und anderen Durchwachsungen durchsetzt waren.

Prof. Dr. Groth hatte nun die grosse Liebenswürdigkeit, mir ein Stück ganz reinen Wismutkristalls aus seinem Vorrate zu überlassen, zu dem Zwecke, daraus genau orientirte Stäbchen zu schneiden. Es ist mir eine angenehme Pflicht, dem hochverehrten Lehrer für diese Unterstützung, mit der die Arbeit erst zum Abschlusse gebracht werden konnte, meinen wärmsten Dank auch an dieser Stelle auszusprechen.

Die letzterwähnten Resultate gelten also für ein beliebiges Kristallgefüge von Wismut, denn an solchen wurden sie constatirt.

Die Erwartung, dass die nun in Angriff genommene Untersuchung reiner Kristallstücke besonders einfache Beziehungen zu Tage fördern würden, traf indessen nur zum Teil ein.

Aus dem mir zur Verfügung stehenden Material gewann ich sieben Stäbchen durchaus einheitlicher Kristallisation, welche systematisch untersucht wurden. Alles Nähere findet sich bei der nun folgenden Besprechung der Resultate.

Die Resultate.

Von den Resultaten, die über den quantitativen Verlauf der thermoelektrischen Stellungsänderung als Funktion der

Feldintensität Aufschluss geben, sind in den folgenden Tabellen die charakteristischen mitgeteilt. (Zur leichteren Übersicht sind dieselben in der Kurventafel am Schlusse der Abhandlung graphisch dargestellt.)

Von den ungezählten Versuchen mit gewöhnlichem, schnellgekühltem oder unrein kristallinischem Wismut giebt Tabelle und Kurve I ein Beispiel. Es ist so ausgewählt, dass es sowohl bezüglich der Grösse des Thermoeffectes, als auch des Betrages der Störung ein durchschnittliches Verhalten zeigt. Die zwei Äste in den Kurven bezeichnen jeweils die Werte für die beiden Feldrichtungen.

Tabelle I.

Gegossenes Wismut.

Magnetfeld		Thermoeffect
+	2600	0,018
−	2850	0,028
+	5450	0,042
−	5175	0,058
+	8475	0,071
−	8470	0,088
+	10000	0,082
−	9780	0,101
+	11580	0,095
−	11360	0,122

Die Tabelle und Kurve II geben die Werte des Thermoeffectes bei derjenigen empirisch gefundenen Stellung der Stäbchen, für welche die Störung verschwindet. Sie sind gewonnen aus den ausführlichen Versuchen, die ich mit den zwei unreinen Kristallstäbchen rhombischen Querschnittes anstellte, als jedesmal die Stellung aufgefunden war, für welche die beiden Feldrichtungen gleiche Wirkung übten. Aus den Werten dieser Tabelle wurde nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate eine empirische Gleichung für die Abhängigkeit des Thermoeffects von der Feldintensität berechnet.

Tabelle II.

Stäbe rhombischen Querschnittes.

1.			2.		
Magnetfeld		Thermoeffect	Magnetfeld		Thermoeffect
+	2500	0,020	+	1860	0,021
−	2470	0,023	−	1930	0,023
+	3360	0,032			
−	3300	0,035			
+	4140	0,042	+	4600	0,050
−	4120	0,044	−	4650	0,050
+	5200	0,058	+	5500	0,060
−	5140	0,059	−	5500	0,061
+	6540	0,071	+	6800	0,079
−	7060	0,073	−	6880	0,080
+	8550	0,089	+	8900	0,107
−	8640	0,090	−	8920	0,101
+	11060	0,106	+	11420	0,124
−	11080	0,106	−	11420	0,125

Es bezeichne e_0 die electromotorische Kraft des Thermostroms bei der Feldstärke 0, e diejenige bei einer gewissen Feldstärke M (letztere in absolutem Maasse) so gilt;

$$\frac{e - e_0}{e} = 0{,}00339 + 0{,}00001019\ M.$$

In der zugehörigen Kurve sind die Beobachtungen mit dem einen Stäbchen durch Kreuze, die mit dem anderen durch Punkte gekennzeichnet. Die ausgezogene Linie ist eine Gerade durch den Nullpunkt. Es zeigt sich hier am deutlichsten, was ich jedesmal bestätigt gefunden habe. Die Grösse des Thermoeffectes ist nahezu direkt proportional der Feldstärke; ja meist, wie der Anblick der übrigen Kurven zeigt, nimmt für immer grösser und grösser werdende Feldstärken der Effekt allmählich etwas weniger zu, gerade als ob sich die Wirkung einer Sättigungsgrenze näherte. Dieses Resultat steht im Widerspruch mit den Ergebnissen Nernst's, welcher findet, dass die Wirkung angenähert dem Quadrate der Feldstärke proportional sei. Jedoch erstrecken sich seine Versuche meist nur über zwei, höchstens drei Feldintensitäten. Zweitens ist der von Nernst berechnete con-

stante Faktor der Proportionalitätsgleichung sehr erheblichen Änderungen unterworfen.[1])

Trotzdem bleibt der Mangel an Übereinstimmung nur zum Teil erklärlich, zudem meine Beobachtungsmethode, sowie die ganze Anordnung absichtlich getreu der Nernst'schen beibehalten war.

Auch dieser Beobachter spricht davon, dass es „nicht immer nötig sei, den Thermostrom zu compensiren, da die Longitudinalwirkung bei starken Feldern ein bedeutender Bruchteil von demselben sei". Trotz der Verschiedenheit der Auffassung war also das, was effektiv am Galvanometer abgelesen wurde, bei Nernst und bei mir genau dasselbe.

Tabelle III.

Reiner Kristall. Hauptaxe # Wärmestrom.

Magnetfeld		Thermoeffect	Magnetfeld		Thermoeffect
+	1830	0,015	+	8540	0,096
−	1830	0,011	−	8610	0,096
+	2770	0,025	+	10340	0,111
−	2650	0,026	−	10340	0,108
+	4540	0,051	+	11660	0,119
−	4500	0,050	−	11660	0,120
+	5920	0,064			
−	5460	0,065			

Die übrigen Tabellen und Kurven betreffen die reinen Kristallstäbchen, die mir von Prof. Groth überlassen waren.

Tabelle und Kurve III. Ein Stäbchen von quadratischem Querschnitt, die Hauptaxe in der Längsaxe des Stabes. Die Störung ist gleich Null, auch wenn der Stab um seine Längsaxe beliebig gedreht wird. Es ist also, wie schon aus der Kristallform zu schliessen, um die Hauptaxe herum

1) So z. B.

Feldstärke	Constante	Feldstärke	Constante
1100	−0,000 409 0	1105	0,000 717 5
2830	0,000 325 1	2830	0,000 526 7
6360	0,000 180 1	6390	0,000 303 9

alles symmetrisch. Die Werte dieser Tabelle lassen sich in der empirischen Gleichung zusammenfassen:

$$\frac{e - e_0}{e_0} = 0{,}001\,050 + 0{,}000\,01\,092\,M - 0{,}000\,000\,000\,449\,M^2.$$

Tabelle IV.

Reine Kristalle. Hauptaxe ⊥ Wärmestrom ⊥ Kraftlinien.

1.			2.		
Magnetfeld		Thermoeffect	Magnetfeld		Thermoeffect
+	1700	0,010	+	2060	0
−	1700	0,013	−	2060	0,009
+	4090	0,005			
−	4120	0,011			
+	5100	0,006	+	5600	−0,007
−	5100	0,011	−	5660	0,012
+	7220	0,002	+	8700	−0,027
−	7090	0,009	−	8700	0
+	10140	−0,015	+	9720	−0,051
−	10100	−0,004	−	9700	−0,019
+	11400	−0,027			
−	11400	−0,013			

Tabelle V.

Reine Kristalle. Hauptaxe ⊥ Wärmestrom, # Kraftlinien.

1.			2.		
Magnetfeld		Thermoeffect	Magnetfeld		Thermoeffect
+	2030	0,005	+	1930	0,005
−	2030	0,005	−	1960	0
+	5960	0,012	+	5800	0,012
−	5980	0,010	−	5840	0,005
+	9020	0,011	+	9060	0,011
−	9020	0,012	−	9060	0,001
+	11720	0,009	+	11990	0,011
−	11720	0	−	11990	−0,002

Von den folgenden Stäben wurden von jeder Orientirung zwei Exemplare hergestellt und mit den jeweilig zweiten Stäben

zur Prüfung der Sicherheit der Resultate analoge Messungen bei einigen Feldstärken ausgeführt. In den Tabellen sind die beiden Stäbe durch 1 und 2 unterschieden, in den Kurven sind die mit den zweiten Stäben erhaltenen Werte durch Kreuze gekennzeichnet; es zeigt sich, wie der Anblick der Kurven lehrt, immer eine recht gute Übereinstimmung des Verhaltens.

Tabelle und Kurve IV und V. Zwei Kristallstäbe, deren Längsaxe auf der kristallographischen Hauptaxe senkrecht steht. Sie wurden in zwei Stellungen im Magnetfeld untersucht: Erstens so, dass die Hauptaxe zur Kraftlinienrichtung senkrecht stand (IV) und so, dass dieselben in die Kraftlinien zu liegen kam (V). Beide Fälle, besonders aber der letztere, fallen durch die geringe Grösse des Thermoeffectes auf. Eine mit Hrn. Assistenten Zirngiebl im mineralogischen Institut geführte goniometrische Untersuchung der beiden Stäbe ergab, dass für beide die Mittellinie (Längsaxe) nicht genau in die Basis fällt. Ich glaube deshalb nicht fehlzugehen, wenn ich vermute, dass für einen *genau orientirten* Stab im Falle V ein Thermoeffect überhaupt nicht auftritt.

Tabelle VI.

(Winkel Hauptaxe—Wärmestrom = 72°, Hauptaxe—Kraftlinien = 18°.)

1.			2.		
Magnetfeld		Thermoeffect	Magnetfeld		Thermoeffect
+	1060	0,002			
−	1060	0,002			
+	5920	0,024	+	5380	0,024
−	5920	0,021	−	5360	0,019
+	9120	0,031			
−	9140	0,018			
+	12060	0,040	+	11360	0,050
−	12060	0,020	−	11340	0,024

Bemerkenswert ist der Fall IV durch die auffallende Thatsache, dass der für schwache Feldintensitäten positive Thermoeffect bei Zunahme der Feldstärke immer mehr abnimmt und sogar zu einem negativen umschlägt, so dass starke

Felder den Thermostrom verringern. Der Controllkristall 2, der etwas besser bezüglich seiner Orientirung gelungen ist, zeigt dieses Verhalten besonders stark.

Die nun folgenden Stäbe waren so aus dem Kristall gesägt, dass die Hauptaxe schief zur Stabaxe stand und zwar untersuchte ich zweierlei Neigungen: eine erste, die näher dem Falle IV gelegen war, wo nämlich der Winkel zwischen Hauptaxe und Wärmestromrichtung (Stabaxe) ca. 72° betrug, eine zweite, wo derselbe 37° betrug, der sich also mehr dem Falle III näherte. Jeder Stab wurde nun wieder in den zwei Hauptstellungen im Felde untersucht, nämlich in derjenigen, wo die Hauptaxe senkrecht zu den Kraftlinien stand und in derjenigen, wo sie einen möglichst kleinen Winkel mit denselben einschloss. Die eine wurde in die andere übergeführt durch eine Drehung um 90° um die Stabaxe, wie aus Fig. 19 zu ersehen.

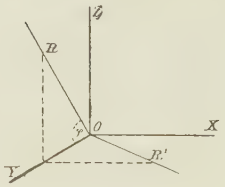


Fig. 19.

Tabelle VII.

(Winkel Hauptaxe—Wärmestrom = 72°, Hauptaxe—Kraftlinien = 90°.)

1.			2.		
Magnetfeld		Thermoeffect	Magnetfeld		Thermoeffect
+	1870	0,026			
−	1900	−0,004			
+	5600	0,056	+	5440	0,074
−	5620	−0,012	−	5420	−0,019
+	8640	0,075			
−	8660	−0,039			
+	11620	0,080	+	11400	0,105
−	11600	−0,056	−	11380	−0,057

Falle nämlich in einem rechtwinkeligen Coordinatensystem die x-Axe in die Kraftlinienrichtung, die y-Axe in die Längsaxe des Stabes, der sich äquatorial im Felde befindet und sei OR die Hauptaxe des Kristalls. Liegt OR in der yz-Ebene, so ist der Winkel ROX ein rechter. Dreht man den Kristall um die Längsaxe (y-Axe) um 90° nach R', so kommt die

Hauptaxe in die yz-Ebene zu liegen und bildet mit den Kraftlinien den kleinsten Winkel $90 - \varphi$, wenn φ den Winkel (Hauptaxe — Stabaxe) bezeichnet.

Aus den Beobachtungen mit diesen Kristallen lässt sich entnehmen, dass *die „Störung" ganz auffallend mit dem Winkel zunimmt, den die Kraftlinien mit der Hauptaxe bilden.*

Tabelle VIII.

(Winkel Hauptaxe—Wärmestrom = 37°, Hauptaxe—Kraftlinien = 53°.)

1.			2.		
Magnetfeld		Thermoeffect	Magnetfeld		Thermoeffect
+	1630	0,010			
−	1600	0,010			
+	3950	0,039			
−	3950	0,038			
+	4900	0,051	+	5820	0,058
−	4920	0,049	−	5800	0,056
+	7860	0,085			
−	7860	0,082			
+	10020	0,105			
−	10020	0,103			
+	11100	0,114	+	11860	0,119
−	11100	0,112	−	11850	0,113

In den Fällen VII und IX, wo die Hauptaxe senkrecht den Kraftlinien steht, ist sie von einer bei gegossenem Wismut nie bemerkten Stärke. Dagegen ordnen sich die Fälle III, VI und VIII nicht gut in diese Beobachtung ein. In Tab. VII zeigt sich der merkwürdige Fall, dass die *eine* Feldrichtung die thermoelektrische Kraft erhöht, die *andere* dieselbe vermindert. Der Controllkristall 2 verhielt sich genau ebenso.

Mit dem Kristall 1 von Nr. IX wurde ein Versuch dahin ausgeführt, ob die *Querdimensionen* von Einfluss sind. Nach Abfeilen der Dicke auf den halben Wert ergaben sich indessen auf $^1/_2$ Proc. genau dieselben Werthe, wie vorher. Die früher erwähnten widersprechenden Resultate sind demnach dadurch zu erklären, dass in einem *einheitlichen* Krystall der Querschnitt *nicht von Einfluss auf die Störung ist,* dagegen bei

Kristallgefügen je nach der zufälligen Orientirung der weggefeilten Kristallpartien die Störung hierdurch verringert oder vergrössert wurde.

Tabelle IX.

(Winkel Hauptaxe—Wärmestrom = 37°, Hauptaxe—Kraftlinien = 90°.)

1.			2.		
Magnetfeld		Thermoeffect	Magnetfeld		Thermoeffect
+	1470	−0,008			
−	1470	0,031			
+	3750	0,006			
+	4680	0,014	+	5600	0,027
−	4680	0,175	−	5580	0,122
+	7540	0,035			
−	7540	0,170			
+	10260	0,049			
−	10240	0,207			
+	10840	0,050	+	11620	0,067
−	10680	0,229	−	11600	0,233
(Kristall umgedreht, Wärmestrom dieselbe Richtung)					
+	10540	0,238			
−	10840	0,168			
+	5250	0,090			
−	5300	0,018			

Die Kristalle von V, VI, VIII, III, in denen die Hauptaxe immer kleinere Winkel mit der Stabaxe bildet, schliessen sich ihrem Verhalten nach gut aneinander an und man kann aussprechen, *dass der Thermoeffect mit Abnahme dieses Winkels zunimmt.* Auffallend ist dabei, dass diese Reihe die 4 Lagen enthält, in denen der Winkel Hauptaxe — Kraftlinien jeweils verschieden ist. Das Verhalten der anderen Reihe von 4 Lagen, in denen sich nur der Winkel Hauptaxe—Wärmestrom ändert, indess derjenige Hauptaxe—Kraftlinien immer ein rechter bleibt, das sind: IV, VII, IX, III, lässt kein klares Bild des Verlaufes der Erscheinung erkennen.

Schlussbemerkung.

Bei Betrachtung dieser, nur die grossen Umrisse gebenden Resultate über den Zusammenhang von Thermoeffect und Kristallaxenorientirung erkennt man eine merkwürdige Mischung von Gesetzmässigem und Ungesetzmässigem. Zur weiteren Klärung dieser Fragen hätte es jedoch einer durchaus neuen Anordnung bedurft. Es müsste der Kristall an einem goniometrischen Apparat angebracht ins Magnetfeld eingeführt werden; dieser müsste gestatten, nicht nur den Winkel Hauptaxe — Kraftlinien durch Drehung um die Längsaxe zu variiren, sondern auch den Winkel Stabaxe — Kraftlinien, bei dessen Werte von 90° bei allen bisherigen Versuchen verblieben wurde und ausserdem die Ablesung beider Winkel ermöglichen. Ich habe deshalb die Untersuchung nach dieser Richtung vorläufig abgebrochen.

Was die Ungleichheit der Wirkung entgegengesetzter Felder betrifft, so hat dieselbe auch Nernst in seiner Abhandlung registrirt. Grimaldi, der die Änderung der thermoelektrischen Kraft des Wismuts messend verfolgt hat, spricht nicht davon. Er hat anscheinend von der natürlichen Annahme ausgehend, dass die Feldrichtung nicht von Einfluss sei, keine Commutirung des Feldes vorgenommen.

Soviel übrigens aus dem mir zugänglichen Referat in den Beiblättern der Annalen zu ersehen ist, stimmen seine Resultate gut mit den meinen. Auch er findet *Proportionalität mit der Feldstärke.*

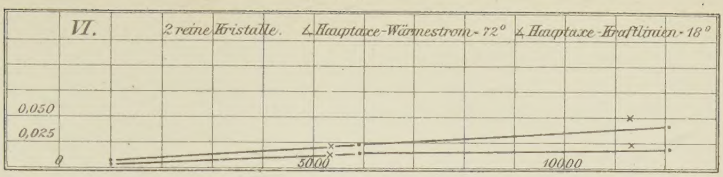
v. Ettingshausen und Nernst[1]) fanden auch, dass *bezüglich des Halleffektes* im Wismut eine Ungleichheit der Wirkung entgegengesetzter Magnetfelder besteht. Diese Beobachtung bestärkt die naheliegende Vermutung, dass bei allen verwandten Erscheinungen des Hallphänomens, des thermomagnetischen Transversaleffektes, der Drehung der Isothermen, die gerade das Wismut in so aussergewöhnlicher Intensität zeigt, die Kristallisationsverhältnisse dieses Metalls sehr ins Gewicht fallen und dass eine systematische Untersuchung all' dieser Erscheinungen mit homogenen Kristallstücken durchgeführt,

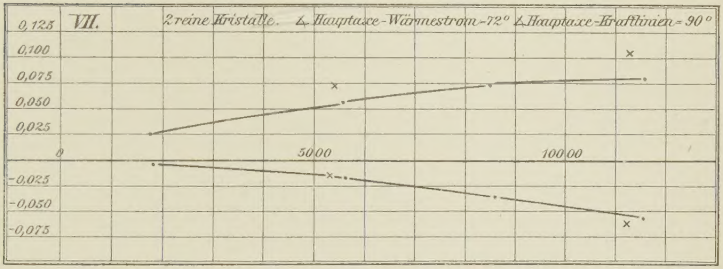
1) Vgl. Winkelmann, Handbuch der Physik 3 (2). p. 327.

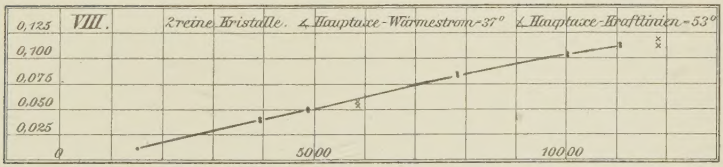
geeignet sein dürfte, einiges Licht über dieselben zu verbreiten.

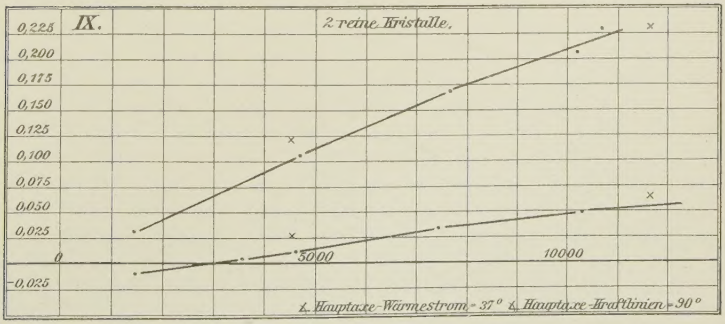
Die vorstehenden Untersuchungen wurden im physikalischen Institut der Kgl. Universität München ausgeführt und möge mir zum Schlusse gestattet sein, für die Anregung zu denselben und vielfache Förderung den Herren Professoren E. v. Lommel und L. Graetz, sowie Hrn. Assistenten Dr. Fomm auch an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

München, im Mai 1897.


VI.
2 reine Kristalle. ∠ Hauptaxe-Wärmestrom = 72° ∠ Hauptaxe-Kraftlinien = 18°
0,050
0,025
0
5000
10000


0,125
VII.
2 reine Kristalle. ∠ Hauptaxe-Wärmestrom = 72° ∠ Hauptaxe-Kraftlinien = 90°
0,100
0,075
0,050
0,025
0
5000
10000
-0,025
-0,050
-0,075


0,125
VIII.
2 reine Kristalle. ∠ Hauptaxe-Wärmestrom = 37° ∠ Hauptaxe-Kraftlinien = 53°
0,100
0,075
0,050
0,025
0
5000
10000


0,225
IX.
2 reine Kristalle.
0,200
0,175
0,150
0,125
0,100
0,075
0,050
0,025
0
5000
10000
-0,025
∠ Hauptaxe-Wärmestrom = 37° ∠ Hauptaxe-Kraftlinien = 90°